

УДК 524.38

ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ

А.М. Черепашук

Аннотация

Описаны методы и результаты оптических исследований рентгеновских двойных систем. Приведены современные данные по массам «звездных» черных дыр. Описаны некоторые результаты «демографических» исследований черных дыр, позволяющие изучать рождение, рост черных дыр разных масс и связь этих экстремальных объектов с другими объектами Вселенной: звездами, галактиками и т. п.

Ключевые слова: черные дыры, рентгеновские двойные системы, демография черных дыр.

Введение

При исследовании рентгеновских двойных систем очень важны наблюдения в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах спектра (см., например, [1]). В рентгеновских двойных системах содержатся релятивистские объекты (нейтронные звезды и черные дыры звездных масс), аккрецирующие вещество спутника – нормальной звезды. Оптические наблюдения позволяют исследовать движения «пробных тел» (звезд, газовых облаков, газовых дисков) в гравитационном поле релятивистского объекта и тем самым дают возможность измерять массы нейтронных звезд (н.з.) и черных дыр (ч.д.). Масса – важнейший параметр, определяющий принадлежность релятивистского объекта к классу н.з. или ч.д.

По современным представлениям (см., например, [2]), с учетом эффектов общей теории относительности (ОТО), если масса ядра звезды, претерпевшего химическую эволюцию в результате термоядерных реакций, превышает $3 M_{\odot}$, то в конце эволюции звезды образуется ч.д.; если же масса ядра звезды менее $3 M_{\odot}$, то в конце ее эволюции образуется белый карлик (б.к.) или н.з. Возможность измерять массы релятивистских объектов делает рентгеновские двойные системы мощным инструментом для поиска ч.д. звездных масс.

В настоящем обзоре мы представим результаты поиска ч.д. во Вселенной методами оптической астрономии. Отметим, что при определении масс ч.д. оптическими методами вполне достаточно использовать закон тяготения Ньютона, поскольку расстояния «пробных тел» от центральной ч.д. много больше ее гравитационного радиуса, который для звездных ч.д. составляет десятки километров.

Важно подчеркнуть, что поскольку при оптических исследованиях массы ч.д. определяются с помощью ньютоновской теории гравитации, найденные таким образом значения масс ч.д. не зависят от типа релятивистской теории гравитации ввиду того, что все эти теории (в том числе и теории, альтернативные ОТО, в которых отвергается возможность существования ч.д.) на больших расстояниях от тяготеющего центра переходят в теорию тяготения Ньютона.

1. Возможности наблюдений черных дыр

По современным представлениям (см, например, [3, 4]), ч.д. — это область пространства-времени, гравитационное поле которой столь сильно, что даже свет не может удалиться от нее на пространственную бесконечность, то есть вторая космическая скорость для ч.д. равна скорости света в вакууме c . Характерный размер ч.д. определяется гравитационным (шварцшильдовским) радиусом:

$$r_g = \frac{2GM}{c^2},$$

где M — масса объекта, G — постоянная тяготения. Величина r_g равна 9 мм для Земли, 3 км для Солнца и 40 астроном. ед. (расстояние от Солнца до Плутона) для $M = 2 \cdot 10^9 M_\odot$ (такие ч.д. встречаются в ядрах галактик). Физической границей ч.д. является горизонт событий, на котором с точки зрения удаленного наблюдателя ход времени останавливается. Для невращающейся ч.д. радиус горизонта событий r_b равен гравитационному (шварцшильдовскому) радиусу r_g . Для вращающейся ч.д. величина $r_b < r_g$. Кроме того, у вращающейся ч.д. горизонт событий погружен внутрь эргосферы, где существует вихревое гравитационное поле. В центре ч.д. расположена сингулярность с формально бесконечной плотностью (здесь царят законы квантовой гравитации), куда сколлапсировало в сопутствующей системе отсчета падающее вещество. Поскольку сингулярность находится в будущем по отношению к горизонту событий, незнание законов квантовой гравитации не мешает исследователям описывать с помощью классической ОТО горизонт событий и подавляющую часть внутренности ч.д. Горизонт событий — это не твердая наблюдаемая поверхность; это так называемая световая поверхность в пространстве-времени. Горизонт событий может быть устранен выбором подходящей системы отсчета. Например, для наблюдателя, свободно падающего на ч.д., горизонт событий отсутствует.

Свойства ч.д. столь необычны, что в их существование, действительно, верится с трудом. Предложены теории гравитации, в которых существование ч.д. отвергается (см., например, [5]). Это делает проблему поиска и исследования ч.д. особенно интригующей и интересной.

Впервые на возможность наблюдений ч.д. было указано в 1964 г. в работах Я.Б. Зельдовича [6] и Е.Е. Салпитера [7], которые отметили, что при несферической аккреции вещества на ч.д. может выделяться огромная энергия, порядка 10% энергии покоя вещества. Теория дисковой аккреции вещества на релятивистские объекты была развита в работах [8–10]. Было показано, что из-за огромного гравитационного потенциала вблизи релятивистского объекта и взаимного трения вещества диска температура горячей плазмы в окрестностях релятивистского объекта достигает десятков миллионов градусов. Возникающее при этом мощное (светимость $L_X \sim 10^{36} - 10^{39}$ эрг/с) рентгеновское излучение может наблюдаться с бортов специальных орбитальных обсерваторий (земная атмосфера непрозрачна для квантов рентгеновского излучения).

Эра систематических рентгеновских наблюдений неба началась с 1971 года после запуска первого специализированного американского рентгеновского спутника UNURU [11]. Было открыто свыше сотни компактных рентгеновских источников, в большинстве случаев рентгеновских двойных систем, состоящих из оптической звезды (донора вещества) и релятивистского объекта, находящегося в режиме аккреции.

Теория дисковой аккреции [8–10] позволила быстро понять природу большинства открытых рентгеновских источников как аккрецирующих релятивистских

объектов в двойных системах. В то же время остро встала проблема оптического отождествления рентгеновских двойных систем и изучения их оптических проявлений.

Первое отождествление рентгеновской двойной системы Her X-1 с оптической переменной звездой HZ Her было выполнено в ГАИШ [12, 13] с использованием коллекции фотоснимков северного неба, начало которой было положено в 1890 г. Было показано [13], что главной причиной оптической переменности HZ Her является «эффект отражения», точнее, эффект прогрева поверхности оптической звезды мощным рентгеновским излучением н.з. В работе [14] была открыта оптическая переменность рентгеновской двойной системы Cyg X-1 – «кандидата № 1» в ч.д., обусловленная эффектом эллипсоидальности оптической звезды. Здесь же был предложен метод оценки наклона орбиты двойной системы i по наблюдаемой «эллипсоидальной» переменности оптической звезды, и на этой основе дана одна из первых оценок массы ч.д.: $M_{\text{ч.д.}} > 5.6 M_{\odot}$.

Эффекты отражения и эллипсоидальности оказались типичными наблюдательными проявлениями рентгеновских двойных систем в оптическом и ближнем ИК диапазонах спектра. Эти эффекты широко используются для оптического отождествления рентгеновских двойных систем (совпадение периодов и фаз оптической и рентгеновской переменности доказывает достоверность оптической идентификации). Кроме того, эффекты отражения и эллипсоидальности широко используются для оценки масс релятивистских объектов [1].

В 1981 г. в работе [15] были открыты оптические затмения в уникальном объекте SS 433 с коллимированными прецессирующими релятивистскими выбросами (джетами), что послужило доказательством того, что объект SS 433 – это массивная рентгеновская двойная система на продвинутой стадии эволюции, содержащая оптически яркий, сверхкритический аккреционный диск вокруг релятивистского объекта, прецессирующий с периодом ~ 162.5 сут. Объект SS 433 оказался первым представителем объектов нового класса – микроквazarов, число которых к настоящему времени достигло двух десятков. Изучение микроквazarов проливает свет на природу квazarов и ядер галактик, где также часто наблюдаются релятивистские джеты, но на масштабах в миллионы раз больших, чем в микроквazарах.

2. Черные дыры звездных масс в рентгеновских двойных системах

Массы звездных ч.д. измеряются по движению оптических звезд в рентгеновских двойных системах. Рентгеновские наблюдения с бортов специальных спутников позволяют судить о наличии компактного объекта в двойной системе и по быстрой переменности рентгеновского излучения на временах Δt вплоть до 10^{-3} с оценивать его характерные размеры ($r \leq c\Delta t$), а оптические (спектральные и фотометрические) наземные наблюдения дают возможность исследовать движение оптической звезды и тем самым оценивать массу компактного объекта. Если измеренная масса компактного объекта превышает $3 M_{\odot}$ (абсолютный верхний предел массы н.з., предсказываемый ОТО [2]), то его можно считать кандидатом в ч.д.

К настоящему времени с бортов специализированных рентгеновских орбитальных обсерваторий открыто более тысячи рентгеновских двойных систем как в нашей Галактике, так и в других ближайших к нам галактиках. Мир рентгеновских двойных систем весьма богат и разнообразен по своим характеристикам и наблюдательным проявлениям (см. Каталог тесных двойных звезд на поздних стадиях эволюции [16]). Здесь мы остановимся лишь на одном аспекте проблемы рентгеновских двойных систем, связанном с определением масс звездных ч.д.

Оптические фотометрические наблюдения рентгеновской двойной системы позволяют построить ее кривую блеска, обусловленную проявлением эффектов

эллипсоидальности и «отражения». Эта кривая блеска служит для определения наклона плоскости орбиты двойной системы i к картинной плоскости (плоскости, перпендикулярной к лучу зрения). С другой стороны, оптические спектральные наблюдения позволяют построить профили линий поглощения в спектре оптической звезды в рентгеновской двойной системе. Изучение доплеровских смещений этих линий, обусловленных орбитальным движением звезды, позволяет построить ее кривую лучевых скоростей: зависимость от времени (или фазы орбитального периода) проекции вектора скорости звезды на луч зрения. В модели двойной системы как системы из двух точечных масс с использованием закона тяготения Ньютона на основе использования кривой лучевых скоростей определяется функция масс оптической звезды:

$$f_V(M) = \frac{M_X^3 \sin^3 i}{(M_X + M_V)^2} = 1.038 \cdot 10^{-7} K_V^3 P (1 - e^2)^{3/2}, \quad (1)$$

где M_X и M_V – массы релятивистского объекта и оптической звезды (в солнечных массах), K_V – полуамплитуда кривой лучевых скоростей оптической звезды (в км/с), P – орбитальный период системы (в сутках), e – эксцентриситет орбиты системы (определяется по отличию кривой лучевых скоростей от синусоиды). Правая часть уравнения (1) содержит наблюдаемые величины K_V , P , e и может считаться известной. Таким образом, функция масс $f_V(M)$ является наблюдаемой величиной. Она имеет размерность массы и является абсолютным нижним пределом для массы релятивистского объекта M_X . Например, для рентгеновской двойной системы Cyg X-1 – «кандидата № 1» в ч.д. – величина $f_V(M) \approx 0.24 M_\odot$, а для системы GRS 1915+105 $f_V(M) \approx 9.5 M_\odot$ (см., например, обзор [1]). В последнем случае можно сразу утверждать, что масса ч.д. в системе GRS 1915+105 превышает $9.5 M_\odot$.

Из уравнения (1) можно получить выражение для массы ч.д. M_V :

$$M_X = f_V(M) \left(1 + \frac{1}{q}\right)^2 \frac{1}{\sin^3 i}, \quad (2)$$

где $q = M_X/M_V$ – отношение масс ч.д. и оптической звезды. Таким образом, хотя компоненты рентгеновской двойной системы отдельно не видны, используя формулу (2) и значения параметров q и i , определенные из дополнительных данных, можно определить массу ч.д. M_X . Как уже отмечалось, наклон орбиты i определяется из анализа оптической кривой блеска рентгеновской двойной системы, обусловленной главным образом эффектом эллипсоидальности оптической звезды. Этот метод был предложен в работе [14] и до сих пор является единственным надежным методом оценки параметра i .

Отношение масс q оценивается по вращательному уширению линий в спектре оптической звезды: при фиксированной угловой скорости орбитального обращения линейная скорость вращения звезды на экваторе тем больше, чем больше ее радиус, который в рентгеновских двойных системах близок к радиусу критической полости Роша для звезды. Поскольку радиус критической полости Роша зависит от отношения масс q , получаем следующую формулу для оценки параметра q [1]:

$$V_{\text{rot}} \sin i = 0.462 K_V \frac{1}{q^{1/3}} \left(1 + \frac{1}{q}\right)^{2/3}, \quad (3)$$

где V_{rot} – скорость вращения звезды на экваторе (величина $V_{\text{rot}} \sin i$ определяется из анализа профиля линии).

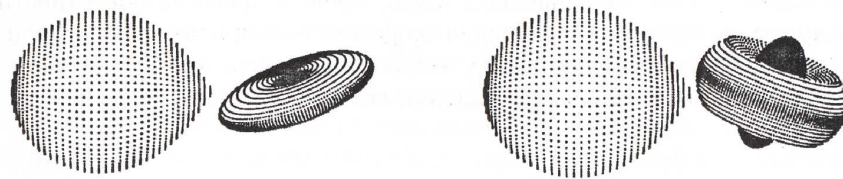


Рис. 1. Математические модели рентгеновской двойной системы с прецессирующим аккреционным диском вокруг релятивистского объекта

Таким образом, в простейшей модели двух точечных масс использование формул (1)–(3) позволяет определить массу ч.д. в рентгеновской двойной системе.

Если отношение масс $q \gg 1$, модель материальной точки может с удовлетворительным приближением применяться к оптической звезде, поскольку размеры полости Роша для звезды относительно малы. Однако для случая $q \approx 1$, и тем более для $q < 1$, применение модели материальной точки к оптической звезде в рентгеновской двойной системе является не вполне корректной процедурой ввиду того, что при $q < 1$ центр масс двойной системы лежит в теле оптической звезды. Части оптической звезды, расположенные по разные стороны от центра масс, при орбитальном обращении двигаются в разных направлениях, что приводит к сильному искажению соответствующего профиля линии поглощения.

В последние годы в исследованиях рентгеновских двойных систем сложилась парадоксальная ситуация: накоплен богатый и высококачественный спектроскопический наблюдательный материал, однако его интерпретация проводилась в основном с помощью простейшей модели двух точечных масс.

В нашей группе развиты методы интерпретации кривых блеска, профилей линий и кривых лучевых скоростей рентгеновских двойных систем с учетом приливно-вращательной деформации оптической звезды, ее прогрева рентгеновским излучением аккрецирующего релятивистского объекта, а также с учетом наличия вокруг последнего аккреционного диска [17–19] (см. рис. 1). При расчете локальных профилей линий используются методы и результаты анализа спектров звездных атмосфер, развитые в научной школе Н.А. Сахибуллина [20]. Поверхность звезды разбивается на тысячи элементарных площадок. От каждой площадки путем решения уравнения переноса излучения с ненулевыми внешними граничными условиями (учитывается внешний прогрев атмосферы звезды) вычисляется интенсивность выходящего излучения как функция длины волны, идущего в направлении к земному наблюдателю; при этом учитываются как взаимные затмения компонент, так и доплеровские смещения локальных профилей линий поглощения, обусловленные орбитальным обращением и осевым вращением звезды. Суммирование вклада всех площадок, которые видны для наблюдателя, позволяет вычислить теоретическую кривую блеска от звезды сложной формы, интегральные профили линий поглощения и, соответственно, теоретическую кривую лучевых скоростей. Из-за того что оптическая звезда в рентгеновской двойной системе имеет грушевидную форму со сложным распределением температуры по поверхности, профили линий поглощения в ее спектре заметно изменяются с фазой орбитального периода, что приводит к искажению кривой лучевых скоростей. Именно такая теоретическая кривая лучевых скоростей (а не кривая лучевых скоростей двух точечных масс) должна сравниваться с наблюдениями при определении массы ч.д. в рентгеновской двойной системе (см. рис. 2).

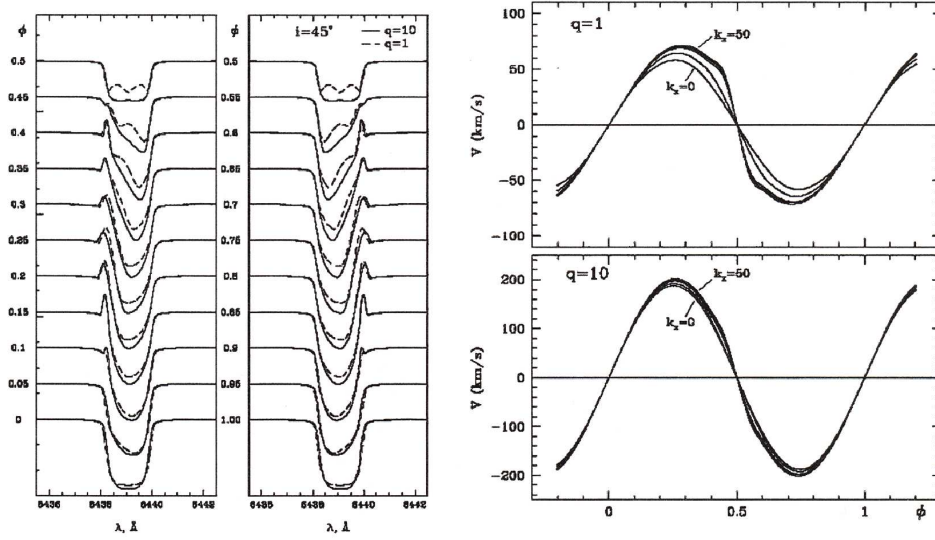


Рис. 2. Изменения формы профиля линии поглощения Ca I в оптическом спектре рентгеновской двойной системы с фазой орбитального периода, вызванные приливной деформацией звезды и влиянием прогрева ее поверхности рентгеновским излучением аккрецирующего релятивистского объекта. Для удобства сравнения профилей доплеровские смещения линий, обусловленные орбитальным обращением, устранены. Справа показаны соответствующие кривые лучевых скоростей для различных значений отношения масс компонент q и параметра рентгеновского прогрева k_x . Орбита системы круговая

Применение столь совершенной модели рентгеновской двойной системы и современных статистических критериев для обоснования адекватности модели наблюдательным данным [21] позволяет получать наиболее надежные значения параметров рентгеновской двойной системы и их доверительных интервалов (ошибок).

Приведем лишь несколько примеров эффективного использования нашей методики. Нами было показано [22], что массы рентгеновских пульсаров (быстро вращающихся намагниченных аккрецирующих н.з.) в двойных системах со спутниками — ОВ-сверхгигантами, определенные в рамках простейшей модели двух точечных масс, занижены на 5–10%. Этот результат важен потому, что знание точных значений масс н.з. позволяет накладывать ограничения на уравнение состояния нейтронного вещества.

Из анализа высокоточной кривой лучевых скоростей рентгеновской двойной системы Cyg X-1 нам удалось оценить наклонение орбиты системы и дать независимую оценку массы ч.д.: $M_{\text{ч.д.}} = (8.5 - 13.6) M_{\odot}$ [23].

Учет сильного рентгеновского прогрева оптической звезды в рентгеновской двойной системе 2S 0921-63 позволил существенно уменьшить массу релятивистского объекта и показать, что этот объект является н.з., а не маломассивной ч.д. [24].

Отметим, что профили линий поглощения в оптических спектрах рентгеновских двойных систем вычисляются в нашей модели как на основании гипотезы о локальном термодинамическом равновесии в атмосфере звезды, так и при отказе от нее, когда для построения соответствующей функции источника решается система уравнений стационарности для населенностей сотен уровней энергии атомов и ионов.

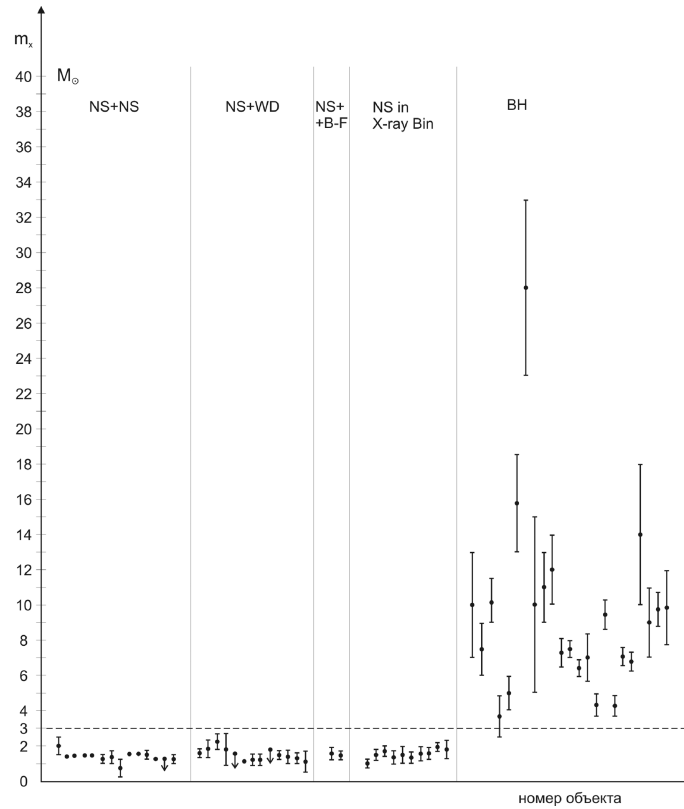


Рис. 3. Измеренные массы нейтронных звезд (NS) и черных дыр (BH) в двойных системах. Здесь NS+NS означает радиопульсар в паре с нейтронной звездой, NS+WD – радиопульсар в паре с белым карликом, NS+B-F – радиопульсар в паре с невырожденной звездой спектрального класса B-F, NS in X-ray Bin – рентгеновский пульсар в двойной системе. Пунктирная горизонтальная прямая отсекает значение $3 M_\odot$ – абсолютный верхний предел массы нейтронной звезды, предсказываемый ОТО

Первый кандидат в ч.д., рентгеновская двойная система Cyg X-1, был открыт в 1972 г. За прошедшие почти четыре десятилетия благодаря интенсивным исследованиям, проведенным коллективами российских и зарубежных ученых, как в рентгеновском, так и в оптическом диапазонах спектра накоплены ценные данные о массах большого числа н.з. и ч.д. Родилась новая область астрофизики – демография черных дыр, изучающая рождение, рост ч.д. и связь этих экстремальных объектов с другими объектами Вселенной: звездами, галактиками и т. п.

К настоящему времени измерены массы 24 звездных ч.д., а также массы 50 н.з. в двойных системах (рис. 3).

Массы н.з. лежат в пределах $1\text{--}2 M_\odot$, средняя масса н.з. составляет $\sim 1.4 M_\odot$. Все эти 50 объектов показывают явные признаки наблюдаемой поверхности: являются либо радиопульсарами, либо рентгеновскими пульсарами, либо рентгеновскими барстерами I типа. Напомним, что феномен радиопульсара связан с быстрым осевым вращением (период от 1 до 10^{-3} с) и сильным магнитным полем ($H \sim 10^{12}$ Гс) н.з., «привязанным» к ее поверхности. Феномен рентгеновского пульсара отражает наличие горячих рентгеновских областей (ударных волн) вблизи магнитных полюсов быстро вращающейся сильно намагниченной н.з., а феномен рентгеновского барстера I типа обусловлен термоядерными взрывами вещества,

накопленного в процессе аккреции на поверхности н.з. со слабым магнитным полем. Феномены рентгеновского пульсара, рентгеновского барстера I типа, а также радиопулсара были бы невозможны, если бы н.з. не обладали наблюдаемой поверхностью. Подчеркнем, что быстрое осевое вращение и сильное магнитное поле — это естественные следствия сжатия ядра звезды в конце эволюции до очень малых размеров компактного релятивистского объекта (~ 10 км).

Таким образом, во всех случаях, когда компактный объект показывает признаки наблюдаемой поверхности (феномен радиопулсара, рентгеновского пульсара или рентгеновского барстера I типа), его измеренная масса не превышает $3 M_{\odot}$ в полном согласии с предсказаниями ОТО (!). Напомним, что число измеренных масс в данном случае весьма велико — достигает полсотни.

Массы 24 ч.д. лежат в пределах $4\text{--}25 M_{\odot}$. Средняя масса ч.д. составляет $\sim 9 M_{\odot}$. Согласно предсказанию ОТО ч.д. не должна иметь наблюдаемой поверхности, а имеет лишь горизонт событий — световую поверхность в пространстве-времени. Поэтому согласно ОТО ч.д. не должна показывать феноменов радиопулсара, рентгеновского пульсара или рентгеновского барстера I типа (могут наблюдаться рентгеновские барстеры II типа, которые связаны с неустойчивостями во внутренних частях аккреционного диска; их легко отличить от барстеров I типа). Именно так и обстоят дела с изученными 24 ч.д.: ни один из этих массивных ($M > 3 M_{\odot}$) компактных объектов не является ни радиопулсаром, ни рентгеновским пульсаром, ни рентгеновским барстером I типа (!). Эти массивные ($M > 3 M_{Sun}$) компактные объекты — кандидаты в ч.д. — показывают лишь иррегулярную или квазипериодическую (но не строго периодическую) переменность рентгеновского излучения на временах от ~ 0.1 до ~ 0.001 с, что, как уже отмечалось, позволяет оценить характерные размеры этих объектов. Путем расчетов по модели колебаний внутренних частей аккреционного диска или орбитального движения горячих пятен удастся показать, что столь быстрая рентгеновская переменность известных кандидатов в ч.д. обусловлена их очень малыми размерами, которые не превышают нескольких гравитационных радиусов r_g .

Таким образом, по мере накопления сведений о массах релятивистских объектов выкристаллизовывается замечательный результат: н.з. и ч.д. различаются не только по массам, но и по наблюдательным проявлениям в полном количественном согласии с ОТО; вблизи теоретически предсказанного значения $3 M_{\odot}$ (верхний предел массы н.з.) наблюдается разрыв в наблюдательных проявлениях релятивистских объектов. Объекты с массами больше $3 M_{\odot}$ (ч.д.) не показывают явных признаков наблюдаемой поверхности; в то же время если компактный объект показывает явные признаки наблюдаемой поверхности, то его измеренная масса не превышает $3 M_{\odot}$.

Следует, однако, иметь в виду, что некоторые н.з. могут и не показывать признаки наблюдаемой поверхности. Например, феномен радиопулсара или рентгеновского пульсара может не наблюдаться из-за «неудачной» ориентации оси магнитного диполя относительно наблюдателя либо в том случае, если ось вращения н.з. совпадает с осью магнитного диполя. Поэтому отмеченные выше различия в ярких наблюдательных проявлениях н.з. и ч.д. являются лишь необходимым, но не достаточным критерием того, что изученные 24 кандидата в ч.д. являются реальными ч.д. Тем не менее большое число изученных объектов (24 объекта) вселяет в нас уверенность в том, что ч.д. звездных масс действительно существуют. Эта уверенность будет возрастать по мере накопления новых наблюдательных данных о массах релятивистских объектов в двойных системах. В последнее время в связи с пуском в строй новых крупных 8–10-метровых оптических телескопов появилась возможность изучать рентгеновские двойные системы в других галактиках, что может привести к значительному росту числа измеренных масс н.з. и ч.д.

Отметим, что помимо описанных ярких различий в наблюдательных проявлениях н.з. и ч.д. имеются и более тонкие различия между ними, связанные с формой их рентгеновских спектров и характером изменения во времени интенсивности рентгеновского излучения (см., например, [1]). Эти тонкие различия также свидетельствуют о том, что н.з. имеют наблюдаемые поверхности, а ч.д. нет.

3. Демография звездных черных дыр

Опишем ряд результатов демографических исследований ч.д. звездных масс. Как оказалось, нет зависимости масс релятивистских объектов от масс их спутников в двойных системах: и н.з., и ч.д. встречаются в двойных системах со спутниками как больших, так и малых масс. Нет также зависимости между массой ч.д. и массой спутника в двойной системе. В этом смысле тесные двойные системы с н.з. и ч.д. подобны классическим тесным двойным системам, где, как неоднократно подчеркивалось Д.Я. Мартыновым, встречаются любые комбинации компонент [25].

Выясняются также интересные особенности распределения н.з. и ч.д. по массам [26, 27]. Во-первых, число изученных звездных ч.д. не возрастает с уменьшением массы ч.д. (рис. 4). Это кажется удивительным, поскольку распределение масс звезд в Галактике таково, что численность звезд сильно (как M^{-5}) возрастает с уменьшением массы звезды. Так как звездные ч.д. образуются при коллапсах железных ядер массивных ($M > 30 M_{\odot}$) звезд, казалось бы, число звездных ч.д. должно резко возрасть в сторону меньших масс, чего не наблюдается. Можно показать [1], что этот необычный факт не связан с эффектами наблюдательной селекции. Во-вторых, намечается провал в распределении масс н.з. и ч.д. в диапазоне масс от 2 до 4 M_{\odot} . В этом интервале масс число открытых н.з. и ч.д. близко к нулю, что также, по-видимому, не связано с эффектами наблюдательной селекции [1]. Если вывод о наличии провала в распределении масс н.з. и ч.д. в интервале 2–4 M_{\odot} подтвердится дальнейшими наблюдениями, он потребует серьезной теоретической интерпретации.

В этой связи стоит упомянуть об одной интересной возможности объяснения необычного распределения звездных ч.д. по массам. В работе [28] выдвинута гипотеза о том, что плоское распределение звездных ч.д. по массам и провал в этом распределении в районе 2–4 M_{\odot} могут быть связаны с усиленным квантовым испарением ч.д., которое следует из некоторых многомерных моделей гравитации (см., например, [29]). В этих моделях гравитации время квантового испарения ч.д. τ много меньше Хоукинговского [30] и может быть оценено по формуле:

$$\tau \sim 1.2 \cdot 10^2 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^3 \left(\frac{1 \text{ мм}}{L} \right)^3, \quad (4)$$

где M — масса ч.д., L — характерный масштаб дополнительного (четвертого) пространственного измерения. При средней массе ч.д. $\sim 9 M_{\odot}$ и ожидаемом верхнем пределе величины L в сотые доли миллиметра время квантового испарения составляет $10^8 - 10^9$ лет, что много меньше возраста Вселенной и сравнимо с временем ядерной эволюции звезд. Поскольку темп квантового испарения резко возрастает с уменьшением массы ч.д., можно предполагать, что наблюдаемый дефицит маломассивных ч.д. связан с тем, что многие ч.д. малых масс успели испариться в течение времени жизни Вселенной. Замечательно то, что в этой модели знание наблюдаемого среднего значения массы звездной ч.д. $9 M_{\odot}$ позволяет наложить ограничение на величину параметра L , которая согласуется с ограничениями, следующими из результатов лабораторных физических экспериментов [31].

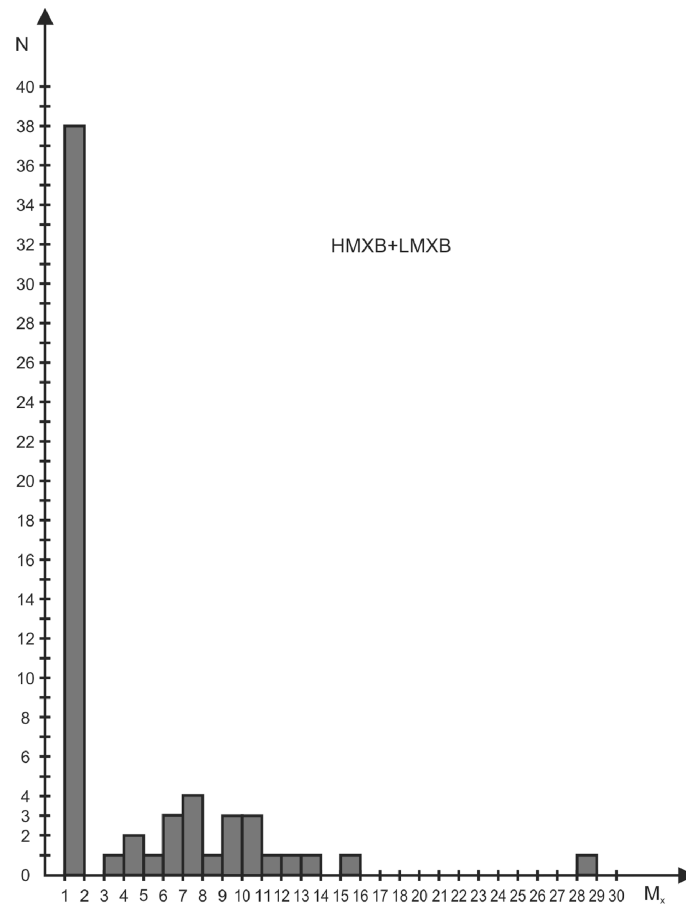


Рис. 4. Распределение масс нейтронных звезд и черных дыр в двойных системах. Высокий пик слева соответствует нейтронным звездам

Более того, если характерное время испарения звездных ч.д. меньше возраста Вселенной ($\sim 1.4 \cdot 10^{10}$ лет), то уменьшение массы ч.д. в рентгеновской двойной системе должно приводить к наблюдаемому изменению ее орбитального периода. Поиски таких изменений орбитальных периодов рентгеновских двойных систем ведутся (в том числе и нашей группой). Из таких исследований уже удалось получить ограничение сверху на характерный масштаб дополнительного пространственного измерения $L < 0.1$ мм [32]. Дальнейшее накопление данных по наблюдениям изменений периодов рентгеновских двойных систем позволит существенно улучшить эту оценку.

Существуют и другие, менее экзотические объяснения аномального распределения звездных ч.д. по массам, связанные с учетом потери массы массивными звездами в виде звездного ветра [26], а также с особенностями поздних стадий эволюции массивных звезд [33, 34].

В последние годы все более утверждается точка зрения о том, что коллапсы углеродно-кислородных ядер звезд Вольфа–Райе с быстрым осевым вращением, приводящие к образованию предельно быстро вращающихся (керровских) ч.д. в разных галактиках, могут быть источниками знаменитых и пока загадочных космических гамма-всплесков, при которых за время несколько секунд в гамма-диапазоне выделяется гигантская энергия, сравнимая с энергией, выделяемой при

аннигиляции целой солнечной массы. Как было отмечено в работе [35], орбитальное движение близкого спутника в очень тесной двойной системе благодаря приливному механизму поддерживает быстрое осевое вращение звезды – предшественника керровской ч.д., несмотря на значительную потерю углового момента вращения звезды при сбросе ее оболочки во время взрыва сверхновой. Таким образом, есть основания предполагать, что, наблюдая космические гамма-всплески, мы непосредственно «видим» процесс формирования звездных ч.д. в тесных двойных системах.

Оценки, сделанные на основе описанных наблюдательных данных (с учетом эффектов наблюдательной селекции), показывают, что полное число звездных ч.д. в нашей Галактике должно составлять $\sim 10^7$. При средней массе ч.д. в $9\text{--}10 M_\odot$ полная масса, заключенная в звездных ч.д., равна $\sim 10^8 M_\odot$ или около 0.1% от массы видимого барионного вещества Галактики, заключенного в звездах, газе и пыли. Величина 0.1% весьма значительна, поэтому можно говорить об открытии нового состояния материи в Галактике – коллапсирующего состояния (наряду с твердым, жидким, газообразным и плазменным состояниями).

Заключение

Мы описали методы и результаты оптических исследований рентгеновских двойных систем. Благодаря этим исследованиям проблема поиска звездных ч.д. встала на прочный наблюдательный базис. Открыты десятки массивных и чрезвычайно компактных объектов, наблюдаемые свойства которых очень похожи на свойства ч.д., предсказываемые ОТО А. Эйнштейна. Как однажды очень точно выразился В.Л. Гинзбург, это укрепляет нашу уверенность в существовании ч.д.

Большой прогресс достигнут в настоящее время при изучении сверхмассивных черных дыр в ядрах галактик. Описание этих очень ценных результатов – это предмет отдельной статьи.

За неимением надежных наблюдательных данных мы не касались проблемы ч.д. промежуточных масс ($M = (10^2 \div 10^4) M_\odot$), которые, возможно, существуют в центрах массивных звездных скоплений, а также в ядрах галактик сравнительно малой массы. Не исключено, что некоторые из компактных рентгеновских источников очень высокой светимости (до 10^{41} эрг/с), которые открыты в околоядерных областях ряда галактик, принадлежат к классу аккрецирующих ч.д. промежуточных масс. Окончательных доказательств справедливости этой гипотезы пока не получено.

Мы также не касались возможности рождения черных минидыр при столкновении элементарных частиц очень высоких энергий в будущих экспериментах на Большом адронном коллайдере.

Результаты, изложенные в настоящей статье, демонстрируют, как комбинация наземных и космических исследований рентгеновских двойных систем позволяет получать фундаментальные научные результаты первостепенного значения.

Summary

A.M. Cherepaschuk. Optical Investigations of X-Ray Binary Systems.

Methods and results of optical investigations of X-ray binary systems are described. Recent data on the masses of stellar-mass black holes are summarized. Some new results of demographic investigations of black holes are presented. These results allow us to study birth and evolution of black holes of different masses and reveal a connection between black holes and other objects in the Universe: stars, galaxies, etc.

Key words: black holes, X-ray binary systems, black holes demography.

Литература

1. Черпащук А.М. Поиски черных дыр // Усп. физ. наук. – 2003. – Т. 173. – С. 345–384.
2. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Теория тяготения и эволюция звезд. – М.: Наука, 1971. – 484 с.
3. Новиков И.Д., Фролов В.П. Физика черных дыр. – М.: Наука, 1986. – 328 с.
4. Thorne K.S., Price R.H., Macdonald D.A. Black Holes: the Membrane Paradigm. – New Haven: Yale Univ. Press, 1986. – 416 p.
5. Логунов А.А. Теория гравитационного поля. – М.: Наука, 2001. – 240 с.
6. Зельдович Я.Б. Судьба звезды и выделение гравитационной энергии // Докл. АН СССР. – 1964. – Т. 155, № 1. – С. 67–70.
7. Salpeter E.E. Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects // Astrophys. J. – 1964. – V. 140. – P. 796–800.
8. Shakura N.I., Sunyaev R.A. Black holes in binary systems. Observational appearance // Astron. Astrophys. – 1973. – V. 24. – P. 337–355.
9. Pringle J.E., Rees M.J. Accretion Disc Models for Compact X-Ray Sources // Astron. Astrophys. – 1972. – V. 21. – P. 1–9.
10. Novikov I.D., Thorne K.S. Astrophysics of Black Holes // Black Holes / Eds. C. DeWitt, B. DeWitt. – N. Y.: Gordon and Breach, 1973. – P. 343–450.
11. Giacconi R., Gursky H., Kellog E., Schreier E., Tananbaum H. Discovery of Periodic X-Ray Pulsations in Centaurus X-3 from UHURU // Astrophys. J. – 1971. – V. 167. – P. L67–L73.
12. Курочкин Н.Е. Фотографические наблюдения HZ Her = Her X-1 // Переменные звезды. – 1972. – Т. 18. – С. 425–434.
13. Cherepashchuk A.M., Efremov Yu.N., Kurochkin N.E., Shakura N.I., Sunyaev R.A. On the Nature of the Optical Variations of HZ Her = Her X-1 // Inform. Bull. Variable Stars. – 1972. – No 720. – P. 1.
14. Лютый В.М., Сюняев Р.А., Черпащук А.М. Природа оптической переменности HZ Herculis (Her X-1) и BD+34° 3815 (Cyg X-1) // Астрон. журн. – 1973. – Т. 50. – С. 3–11.
15. Cherepashchuk A.M. SS 433 as an eclipsing binary // Mon. Not. R. Astron. Soc. – 1981. – V. 194. – P. 761–769.
16. Cherepashchuk A.M., Katysheva N.A., Khruzina T.S., Shugarov S.Yu. Highly Evolved Close Binary Stars: Catalog. – Amsterdam: Gordon and Breach Publ., 1996. – 368 p.
17. Антохина Э.А., Черпащук А.М. Синтез кривых лучевых скоростей тесных двойных систем // Астрон. журн. – 1994. – Т. 71. – С. 420–430.
18. Антохина Э.А., Черпащук А.М., Шиманский В.В. Кривые лучевых скоростей и теоретические профили спектральных линий звезд в маломассивных тесных рентгеновских двойных системах // Астрон. журн. – 2005. – Т. 82. – С. 131–148.
19. Cherepashchuk A.M. Synthesis of Line Profiles and Radial Velocity Curves for X-Ray Binary Systems // Astrophys. Space Sci. – 2006. – V. 304. – P. 263–266.
20. Сахибуллин Н.А. Методы моделирования в астрофизике. I. Звездные атмосферы. – Казань: Фэн, 1997. – 328 с.
21. Гончарский А.В., Романов С.Ю., Черпащук А.М. // Конечнопараметрические обратные задачи астрофизики. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1991. – 192 с.
22. Абубекеров М.К., Антохина Э.А., Черпащук А.М. Массы рентгеновских пульсаров в двойных системах с ОВ-сверхгигантами // Астрон. журн. – 2004. – Т. 81. – С. 108–123.

23. Абубекеров М.К., Антохина Э.А., Черепашук А.М. Оценка массы черной дыры и наклона орбиты по кривой лучевых скоростей в рентгеновской двойной системе Суг Х-1 // Астрон. журн. – 2004. – Т. 81. – С. 606–619.
24. Абубекеров М.К., Антохина Э.А., Черепашук А.М., Шиманский В.В. Масса компактного объекта в маломассивной рентгеновской двойной системе 2S 0921-630 // Астрон. журн. – 2006. – Т. 83. – С. 602–619.
25. Мартынов Д.Я. Тесные двойные звезды и их значение для теории звездной эволюции // Усп. физ. наук. – 1972. – Т. 108, № 4. – С. 701–732.
26. Черепашук А.М. Звезды Вольфа – Райе и релятивистские объекты: различие распределений масс в тесных двойных системах // Астрон. журн. – 2001. – Т. 78, № 2. – С. 145–164.
27. Черепашук А.М. Звезды Вольфа – Райе и релятивистские объекты // Усп. физ. наук. – 2002. – Т. 172, № 8. – С. 959–963.
28. Постнов К.А., Черепашук А.М. Массы звездных черных дыр и возможности проверки теорий гравитации // Астрон. журн. – 2003. – Т. 80, № 12. – С. 1075–1085.
29. Randall L., Sundrom R. An Alternative to Compactification // Phys. Rev. Lett. – 1999. – V. 83. – P. 4690–4693.
30. Hawking S.W. Black hole explosions? // Nature. – 1974. – V. 248. – P. 30–31.
31. Long J.C. Tests actuels de la loi en inverse carre de la gravite // Comptes Rendus Physique. – 2003. – V. 4. – P. 337–346.
32. Johannsen T., Psaltis D., McClintock J.E. Constraints on the Size of Extra Dimensions from the Orbital Evolution of Black-Hole X-Ray Binaries // Astrophys. J. – 2009. – V. 691. – P. 997–1004.
33. Постнов К.А., Прохоров М.Е. Связь наблюдаемого распределения масс компактных звезд с механизмом вспышек сверхновых // Астрон. журн. – 2001. – Т. 78, № 11. – С. 1025–1033.
34. Fryer C.L., Kalogera V. Theoretical Black Hole Mass Distributions // Astrophys. J. – 2001. – V. 554. – P. 548–560.
35. Тутуков А.В., Черепашук А.М. Массивные тесные двойные звезды и гамма-барстеры // Астрон. журн. – 2004. – Т. 81. – С. 43–49.

Поступила в редакцию
17.03.11

Черепашук Анатолий Михайлович – доктор физико-математических наук, академик, директор ГАИШ Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

E-mail: *cherepashchuk@gmail.com*